

10. Скучик Е. Основы акустики.— М.: Инлитиздат, 1959.
 11. Morse P. M., Ingard K. U. Theoretical Acoustics.— N. Y.: McGraw-Hill, 1968.
 12. Руденко А. Н., Шлыкова И. С., Эпштейн В. Л. Акустическая проводимость сверхзвуковых сопел с конической входной частью при продольных и продольно-поперечных колебаниях // Акуст. журн.— 1974.— Т. 20, вып. 4.

г. Москва

Поступила 24/VIII 1992 г.,
 в окончательном варианте — 23/XII 1992 г.

УДК 534.222.2

В. Д. Киселев, А. О. Максимов

ДИСПЕРСИОННЫЕ ИСКАЖЕНИЯ ОПТОАКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ОКЕАНА

1. Введение. Применение лазеров для генерации акустических импульсов в натуральных условиях [1—3] позволило выявить ряд отличий в форме принимаемых акустических сигналов от регистрируемых в лабораторных условиях для пресной воды [4—6]. Принципиальным обстоятельством, различающим условия натурального и лабораторного экспериментов, является наличие в приповерхностном слое океана скоплений газовых пузырьков. Резонансное рассеяние на пузырьках приводит к заметной дисперсии акустических волн. В настоящей работе дано теоретическое описание дисперсионных искажений оптоакустических импульсов, обусловленных наличием газовых пузырьков. Следует также отметить, что проявлению дисперсионных эффектов благоприятствует то обстоятельство, что лазерные источники позволяют получать импульсы очень малой длительности. В очень широкий спектр этого сигнала входят компоненты с существенно различными законами эволюции, что, собственно, и приводит к проявлению искажений.

При построении теории этого эффекта будем ориентироваться на ситуацию, аналогичную условиям эксперимента [1, 3], когда источник формируется пучком CO₂-лазера с радиусом $a \sim 10^{-2}$ м, длиной волны $\lambda_0 = 10^{-5}$ м и длительностью импульса $\tau_L \sim 10^{-5}$ с. Имея в виду океанологические приложения, в частности реализацию метода дистанционного зондирования, будем анализировать в основном механизм генерации, реализующийся при взрывном вскипании и обеспечивающий значительно более эффективное преобразование электромагнитной энергии в акустическую, чем термоупругий и испарительный механизмы. Следует отметить, что теория возбуждения оптоакустических сигналов в однородной двухфазной среде для термоупругого механизма генерации была развита ранее [7].

Учет распределенных в жидкости газовых пузырьков приводит к заметной дисперсии акустических волн:

$$(1.1) \quad k^2 = \frac{\omega^2}{c_\infty^2} [1 + \chi(\omega)], \quad \chi(\omega) = 4\pi c_\infty \int_0^\infty \frac{g(\bar{R}_0, z) R_0 dR_0}{\omega_0^2(R_0) - \omega^2 + 2i\delta_0\omega}.$$

Здесь k — волновое число; ω — частота; c_∞ — скорость звука в чистой жидкости; $\chi(\omega)$ — восприимчивость ($|\chi(\omega)| \ll 1$); $g(R_0, z)$ — функция распределения пузырьков по размерам; R_0 — радиус пузырька; $\omega_0(R_0)$ — собственная частота; δ_0 — постоянная затухания. Распределение пузырьков в приповерхностном слое крайне неоднородно по глубине. Согласно современным представлениям [8—10], $g(R_0, z) = g(R_0) \exp(-|z|/d)$ ($d \sim 2$ м), поэтому результаты [7] прямо применимы быть не могут.

Вместе с тем геометрические размеры оптоакустических импульсов в рассматриваемых условиях составляют несколько сантиметров, что позво-

ляет использовать для описания их эволюции приближение «геометрической акустики». При этом для поля излучения под пятном получается выражение

$$(1.2) \quad P(z, t) = -i \frac{a^2}{2c_\infty z} \int \frac{d\omega}{2\pi} \omega \tilde{\mathcal{F}}(\omega) \exp \left\{ i\omega \left[\frac{d_* \chi(\omega, 0)}{2c_\infty} - \left(t - \frac{z}{c_\infty} \right) \right] \right\},$$

где $d_* = d(1 - \exp(-|z|/d))$; для поверхностной силы $P_s(\rho, t)$, моделирующей реакцию отдачи паров жидкости, вскипающей под действием лазерного излучения, принято традиционное предположение о факторизации пространственной и временной зависимости: $P_s(\rho, t) = \bar{P}_s(\rho) \mathcal{F}(t)$, $a^2 = \pi^{-1} \int d\rho \bar{P}_s(\rho)$, $\tilde{\mathcal{F}}(\omega)$ — фурье-компонента временной огибающей.

2. Модель. Вид восприимчивости $\chi(\omega, z)$ зависит от распределения пузырьков по размерам (1.1). На рис. 1 представлен ряд распределений пузырьков по размерам, полученных на основе как акустических [9, 11] (графики 1, 2), так и оптических [12—14] (графики 3—5) измерений в сопоставимых по скорости ветра W (поверхностного волнения) и глубине регистрации условиях. Попытки аппроксимировать эти распределения относительно простыми аналитическими выражениями, в которых зависимость от переменных внешних условий отражалась только посредством характерных масштабов и особых точек, предпринимались в [8, 15, 16]. Следует, однако, заметить, что эти модели основываются исключительно на данных [12]. Очевидной проверкой самосогласованности распределений является вычисление на их основе дисперсии скорости звука и затухания, непосредственно измеряемых в акустических экспериментах. Рис. 2 иллюстрирует эти расчеты на примере зависимости коэффициента затухания от частоты. Сплошная кривая — расчет [15]. Значения пересчитаны для поверхности океана и скорости ветра $W = 12$ м/с.

На основе результатов [8, 15, 16] предлагается использовать относительно простое аналитическое выражение, в котором зависимость от внешних условий отображается посредством небольшого числа параметров для аппроксимации не самой функции распределения, а восприимчивости $\chi(\omega, 0)$:

$$(2.1) \quad \chi(\omega, 0) = \frac{F\omega_*^2}{\omega_*^2 - \omega^2 - 2i\delta_*\omega}.$$

Выбор данного аппроксимирующего выражения определяется тем, что оно имеет такую же функциональную зависимость для низко- и высокочастотной асимптотик, что и точное интегральное представление (1.1). Кроме того, (2.1) приводит к тому же характерному типу колоколообразной кривой в зависимости $\alpha = \text{Im } k = (\omega/2c_\infty) \text{Im } \chi(\omega, 0)$, что и (1.1). Значения подгоночных

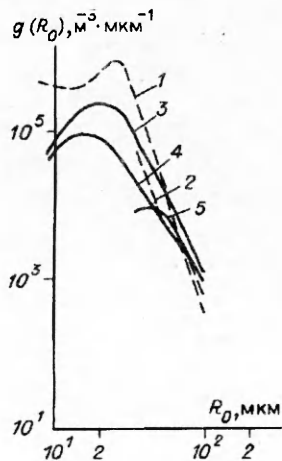


Рис. 1

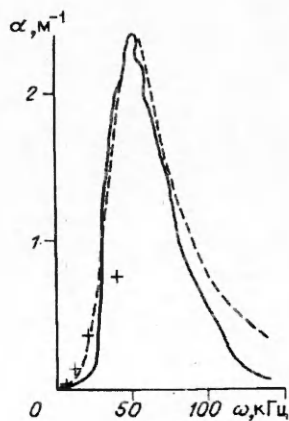


Рис. 2

параметров ω_* , δ_* и F находятся из следующих условий: ω_* соответствует $\max \alpha(\omega)$, а F и δ_* определяются из соотношений

$$F = -2\Delta c(0)/c_\infty, \quad F\omega_*^2/(4\delta_*c_\infty) = \alpha(\omega_*)$$

$$(\Delta c(0) = -(c_\infty/2) \operatorname{Re} \chi(0, 0), \quad F = 4\pi c_\infty \int_0^\infty dR_0 R_0 g(R_0) \omega_0^{-2}(R_0)).$$

Для оценки этих величин воспользуемся данными [8, 9, 15, 16]. В [15] на основе модельного распределения пузырьков по размерам рассчитана зависимость $\alpha = \alpha(\omega)$, при этом значение $\max \alpha$, приведенное к поверхности океана, составляет $\alpha(\omega_*, 0) = 2,4 \text{ м}^{-1}$. К сожалению, в этой работе не представлена поправка к скорости звука. Для интервала частот 0—40 кГц подобный расчет содержится в [16] (на рис. 2 эти данные обозначены +), однако значение $\Delta c(0) = -27 \text{ м/с}$, соответствующее скорости ветра $W = 11\text{—}13 \text{ м/с}$, вызывает сомнение слишком большой величиной. Поводом для сомнений служит сравнение с данными [17], когда для концентраций пузырьков, существенно превосходящих условия [12], значение $\Delta c(0)$ не превышало 19 м/с (на частоте 5 кГц). Пересчет на сопоставимые концентрации приводит к $\Delta c(0) = -17 \text{ м/с}$. Тот же порядок дают и непосредственные вычисления F для модельного распределения пузырьков [8]. Используя эти оценки, получим следующие значения подгоночных параметров: $\omega_*/2\pi = 50 \text{ кГц}$, $\delta_* \approx 0,5\omega_*$, $F = 2,3 \cdot 10^{-2}$. Рис. 2 иллюстрирует ход зависимости $\alpha = \alpha(\omega)$ в модели (2.1) — штриховая линия. Отметим, что, судя по последним данным (см. рис. 1), методика [12] занижает концентрацию пузырьков в области малых размеров, так что максимум распределения $g(R_0)$ скорее располагается в области $R_0 \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, что, в свою очередь, должно привести к сдвигу $\max \alpha(\omega)$ в высокочастотную область. Тем не менее ввиду отсутствия как аналитических моделей, так и расчетов на их основе затухания и поправок к скорости звука ниже будем ориентироваться на приведенные выше оценки.

Следующий шаг состоит в конкретизации временной огибающей источника. В режиме взрывного вскипания в отличие от термоупругого механизма уже нет однозначного соответствия между формой лазерного импульса и временной огибающей источника. В этом случае набор моделей [5, 6, 18—22], который использовался для характеристики импульса CO_2 -лазера, прямо применить быть не может. Мы намерены обсуждать три характерные особенности в форме огибающей и соответственно излучаемого акустического импульса: закон вступления, характерную длительность и закон спадания.

Гауссовская модель $\mathcal{F}(t) = P_0 \exp(-t^2/\tau_L^2)$ непригодна для наших целей. Бесконечная протяженность фронтов не позволяет проявиться пространственному разделению спектральных компонент, распространяющихся с различными скоростями, что, собственно, и составляет суть одного из эффектов, которые предстоит обсудить, — выделение предвестника [23].

Формальное представление импульса конечной протяженности в виде ряда Фурье и анализ структуры вклада отдельной компоненты — путь традиционный [24], однако приводит к вполне определенной структуре фронтов: в отсутствие дисперсии передний и задний фронты отдельной гармоники будут иметь вид ступеньки. Любой другой закон вступления с необходимостью требует усложнения схемы и учета нескольких гармоник.

Особо следует остановиться на описании заднего фронта, поскольку, как следует из [3], на картину переходных процессов могут накладываться сложные физические явления, связанные с возможной вторичной генерацией акустического импульса в режиме взрывного вскипания. Чтобы в данной работе не затрагивать этот недостаточно изученный вопрос, примем экспоненциальный закон спадания.

Таким образом, для описания временной зависимости источника предлагается использовать одну из трех моделей ($\mathcal{F}(t) = P_0 \exp(-t/\tau_L)$ [5], $\mathcal{F}(t) = 2,5P_0 (t/\tau_L)^2 \exp(-t^2/\tau_L^2)$ [6], $\mathcal{F}(t) = P_0 (3t/\tau_L)^3 \exp(-3t/\tau_L)$ [21, 22]),

имеющих различные законы вступления (ступенька, линейный и квадратичный) и характеризующихся одним параметром — длительностью. Входящий в интеграл (1.2) фурье-образ $\tilde{\mathcal{F}}(\omega)$ описывается при этом выражением $\tilde{\mathcal{F}}(\omega) = in! (in/\tau_L)^n / (\omega + in/\tau_L)^{n+1}$, $n = 1, 2, 3$, где модель [6], обладающая сложным аналитическим поведением, заменена более простой аппроксимацией $\mathcal{F}(t) = P_0 (2t/\tau_L)^2 \exp(-2t/\tau_L)$, приводящей к тому же линейному закону вступления, но в то же время обладающей простой аналитической структурой $n = 2$.

3. Предвестник. Перейдем теперь непосредственно к определению эволюции оптоакустического импульса; при этом удобно отсчитывать время от момента вступления импульса $t' = t - |z|/c_\infty$ и перейти к безразмерным переменным $\xi = \omega/\omega_*$, $\tau = t' (2c_\infty/Fd_*)$, $\nu = \delta_*/\omega_*$. Имеет смысл также выделить параметр, характеризующий дисперсионные искажения, $\lambda = Fd_*\omega_*/2c_\infty$. При этом выражение для давления в дальней зоне на оси оптического излучения (1.2) принимает вид

$$(3.1) \quad P(z, \tau) = \frac{a^2 P_0}{2zc_\infty \tau_L} I, \quad I = \frac{i^{1n} n! m_n^{n-1}}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi \exp(\lambda \Phi(\xi, \tau)) \frac{\xi}{(\xi + im_n)^{n+1}},$$

$$\Phi(\xi, \tau) = i\xi [(1 - \xi^2 - 2i\nu\xi)^{-1} - \tau].$$

Начиная с основополагающих работ Зоммерфельда и Бриллюэна, выражения подобного типа применялись для анализа искажений волновых пакетов при прохождении ими резонансных сред. Приближенное аналитическое вычисление интеграла (3.1) возможно на малых временах ($\tau \ll 1$) и при значительной дисперсии ($\lambda \gg 1$), когда применим метод перевала [23, 24]. Поскольку оба приближения используют деформацию контура интегрирования, необходимо представлять структуру и расположение критических точек подынтегрального выражения.

Вследствие принципа причинности все особые точки подынтегрального выражения располагаются в нижней полуплоскости ξ . К ним относятся: полюс $\tilde{\mathcal{F}}(\xi)$ в точке $\xi = -im_n = -in/(\omega_*\tau_L)$ (в зависимости от модели этот полюс может быть 2, 3 или 4-го порядка) и два полюса восприимчивости $\xi_{\nu} = -i\nu \pm \sqrt{1 - \nu^2}$. Здесь следует отметить, что в исходный интеграл входило выражение $k = (\omega/c_\infty) (1 + \chi(\omega))^{1/2}$, поэтому использование приближения $(1 + \chi)^{1/2} = 1 + \chi/2$ возможно не слишком близко к полюсам и точкам ветвления этого выражения. По той же причине в плоскости ξ помимо перечисленных особенностей располагаются точки ветвления $(1 + \chi(\omega, 0) = 0)$ и разрезы, соединяющие точки ветвления с полюсами $\chi(\omega, 0)$ [24].

В рамках приближения малых времен ($\tau \ll 1$) можно описать эволюцию переднего фронта импульса, определяемую вкладом высокочастотных компонент, распространяющихся с наибольшими скоростями. Для этого деформируем контур интегрирования в окрестность большого радиуса $\xi \sim 1/\sqrt{\tau}$, $|\xi| \ll 1$, $\xi \ll m_n$, интеграл (3.1) приобретает вид

$$(3.2) \quad P(z, \tau) = \frac{a^2 P_0 \omega_*}{2zc_\infty} n! (im_n)^n \oint \frac{d\xi}{2\pi} \frac{\exp\left[-i\lambda \left(\frac{1}{\xi} + \tau\xi\right)\right]}{\xi^n} =$$

$$= \frac{a^2 P_0 \omega_*}{2zc_\infty} n! m_n^n \tau^{(n-1)/2} J_{n-1}(2\lambda\sqrt{\tau}).$$

Появление осциллирующей структуры отражает процесс формирования предвестника, опережающего основное тело импульса. Отметим, что говорить содержательно о выделении предвестника можно лишь тогда, когда на временах $t' \ll \tau_L$ проявится хотя бы один период осцилляций функции Бесселя. Первые нули J_0 , J_1 и J_2 достигаются при $2\lambda\sqrt{\tau} = 2,4; 3,8; 5,1$. Используя для оценок значения $d = 2$ м, $F = 2,3 \cdot 10^{-2}$, $c_\infty = 1,5 \cdot 10^3$ м/с, $\omega_*/2\pi = 50$ кГц, получаем $t_0' = 0,9; 2,3; 4,2$ мкс.

При $\lambda \gg 1$ для вычисления (3.1) может быть применен метод перевала. Задача в этом случае сводится к определению меняющегося во времени относительного расположения точек перевала и полюсов подынтегрального выражения (3.1). Эти весьма громоздкие вычисления, проясняющие, однако, физический смысл изменений в форме импульса (выделение распространяющегося со скоростью звука в чистой жидкости высокочастотного предвестника, формирование энергонесущего тела импульса, движущегося с групповой скоростью), будут опущены. Дело в том, что в условиях эксперимента [1, 3] оценки концентрации пузырьков, а на их основе величины λ дают $\lambda \sim 1$, что делает асимптотические оценки непредставительными. В связи с этим были выполнены численные расчеты.

4. Результаты. Наибольшие сложности представляет модель огибающей, отвечающей значению $n = 1$: медленный закон спадания подынтегрального выражения при $\xi \rightarrow \infty$ существенно ухудшает сходимость. В связи с этим следует учесть следующее обстоятельство, влияющее на эволюцию высокочастотных компонент.

Спадание функции распределения пузырьков в области малых размеров ($R_0 \ll 2 \cdot 10^{-5}$ м) приводит к уменьшению восприимчивости $\text{Im } \chi(\omega)$, и, начиная с некоторой частоты, необходимо принимать во внимание диссипативные процессы вязкости и теплопроводности, которые могут быть учтены как дополнительный вклад в закон дисперсии акустических волн [25]:

$$(4.1) \quad k = \frac{\omega}{c_\infty} [1 + F\omega_*^2/2 (\omega^2 - \omega_*^2 - 2i\delta_*\omega) + ia'\omega^2],$$

$$a' = \frac{1}{2\rho'c_\infty^2} [(4/3)\eta + \zeta] + \kappa (1/C_V - 1/C_P).$$

Второе слагаемое в выражении (4.1) описывает вклад пузырьков ($\delta_* \approx 1/2\omega_*$); ρ' — плотность жидкости; η и ζ — коэффициенты динамической и объемной вязкости; κ — коэффициент теплопроводности; C_V, C_P — теплоемкости; для воды $a_* = a' (2\pi)^2 = 0,024$ (мкс)²/м. Ввиду того что эти процессы влияют на затухание каждой фурье-гармоники на всем пути распространения луча, в выражении (3.2) появится дополнительный множитель, зависящий от z :

$$I = \frac{i^n n! m_n^{n-1}}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi \frac{\xi \exp(\lambda\Phi(\xi, \tau))}{(\xi + im_n)^{n+1}} \exp(-a'z\omega_*^2\xi^2).$$

На рис. 3 представлены результаты расчетов, описывающие формирование предвестника при учете диссипативных процессов. Графики 2—4 отвечают значениям диссипативного параметра $\lambda = 1, 2$ и 3 , а 1 описывает форму акустического импульса в отсутствие дисперсии ($\lambda = 0$) и затухания. Глубина регистрации принималась равной 8 м, а постоянная, характеризующая длительность импульса, $\tau_L = 5 \cdot 10^{-6}$ с ($m_1 = 0,54$). Выбор значений λ основан на стремлении получить описание в той области параметров, где перестает работать метод асимптотического разложения ($\lambda \gg 1$).

Опишем теперь форму оптоакустического импульса для моделей $n = 2, 3$ поверхностной силы. На рис. 4, 5 представлены результаты расчета для $n = 2, m_2 = 1,08$ и $n = 3, m_3 = 1,62$ соответственно; $\tau_L = 5 \cdot 10^{-6}$ с. График 1 отвечает $\lambda = 0$ в пренебрежении диссипацией, а 2—4 соответствуют $\lambda = 1, 3$ и 5 при учете диссипативных процессов. Для удобства сопоставления различных моделей приведены зависимости, нормированные на значение максимума импульса при $\lambda = 0$.

Сравнение результатов расчетов в трех моделях показывает, что различия, как и следовало ожидать, возникают главным образом в характеристиках предвестника — его форме, амплитуде и длительности. Чем более пологий передний фронт импульса ($n = 1—3$), тем меньше высокочастотный компонент содержится в его спектре и тем соответственно меньше амплитуда его предвестника. Весьма своеобразно происходит и сам процесс формирования предвестника. Так, в модели $n = 1$ существенные деформации

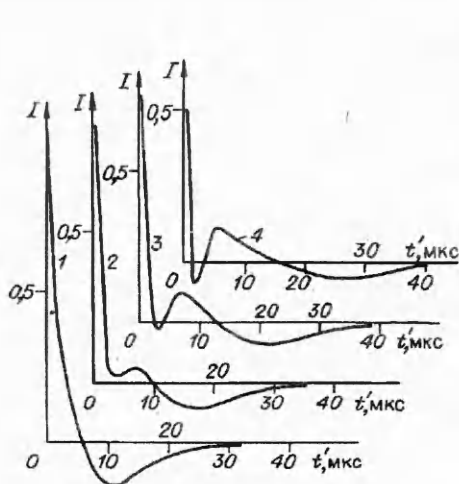


Рис. 3

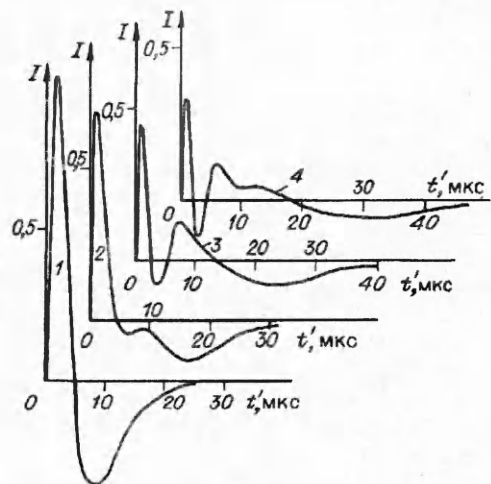


Рис. 4

происходят на стадии сжатия акустического импульса, а в моделях $n = 2, 3$ — на стадии растяжения.

Для сравнения результатов расчетов с данными натурных экспериментов на рис. 6, а представлена форма наблюдавшихся [1, 3] оптоакустических импульсов, а на рис. 6, б — фрагменты структуры переднего фронта. Отметим, что именно этот участок сжатия малой амплитуды, опережающий основное тело импульса, неизменно присутствовавший в различных сериях измерений [1, 3], инициировал проведение теоретических исследований. При сопоставлении надо сделать выбор в пользу одной из трех моделей огибающей поверхностной силы, установить характерные значения дисперсионного параметра λ и времени действия поверхностной силы τ_L .

Как следует из расчетов, значение λ не должно превышать 3, поскольку в ином случае дисперсионное расплывание импульса будет слишком большим. С другой стороны, λ не может быть меньше 1, так как в противоположном случае предвестник не успевает сформироваться.

Выбор значения τ_L основывается на том, что в режиме взрывного вскипания при длительности оптического импульса 10^{-5} с время действия эффективной поверхностной силы должно быть только больше этой величины, поскольку после прекращения действия лазерного излучения нагретое пятно продолжает возбуждать звук, правда, уже в испарительном режиме. Так как τ_L по порядку величины определяет полуширину огибающей поверхностной силы, расчеты проводились для $\tau_L = 5 \cdot 10^{-6}$ с.

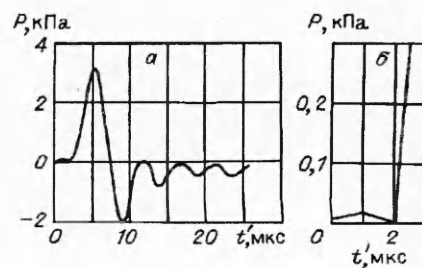
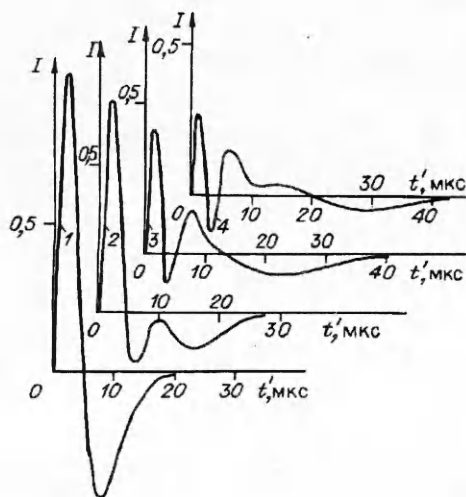


Рис. 6

Рис. 5

Наконец, выбор огибающей поверхностной силы определяется главным образом тем, насколько та или иная модель воспроизводит форму предвестника. К сожалению, низкая чувствительность приемного гидрофона ГИР-1 в высокочастотной области существенно ослабляла амплитуду предвестника (рис. 6, б), поэтому сделать однозначный выбор затруднительно. К наименьшей амплитуде предвестника приводит расчет в модели $n = 3$. Чтобы попытаться объяснить расхождение между теоретическими расчетами и результатами измерений, в работе предпринимались попытки учесть искажения, вносимые приемным гидрофоном, путем построения модельной характеристики чувствительности на основе имевшейся амплитудно-частотной характеристики. К сожалению, использование относительно простых моделей не позволило сформулировать достаточно адекватную характеристику, поэтому не приводим соответствующие результаты.

Следует отметить, что эффект выделения предвестника в двухфазных жидкостях наблюдался ранее [26, 27] для монодисперсного распределения пузырьков по размерам при существенно иных режимах возбуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Букин О. А., Ильичев В. И., Киселев В. Д. Исследование акустических сигналов, генерируемых CO_2 -лазером в морской воде // ДАН СССР.— 1990.— Т. 315, № 1.
2. Егерев С. В., Лямшев Л. М., Наугольных К. А. Оптоакустические источники в океанологическом эксперименте // Акуст. журн.— 1990.— Т. 36, вып. 5.
3. Букин О. А., Ильичев В. И., Киселев В. Д. Обнаружение вторичной генерации звука в жидкости при объемном вскипании под действием лазера // Письма в ЖЭТФ.— 1990.— Т. 52, вып. 12.
4. Лямшев Л. М., Наугольных К. А. Оптическая генерация звука. Нелинейные эффекты // Акуст. журн.— 1981.— Т. 27, вып. 5.
5. Витшас В. Ф., Григорьев В. В., Корнеев В. Н. и др. Генерация звука при испарительном режиме воздействия излучения с водой // Акуст. журн.— 1985.— Т. 31, вып. 3.
6. Maccabee B. S. Laser induced underwater sound // IEEE Ultrasound symposium.— Colorado, 1987.
7. Егерев С. В., Наугольных К. А., Пашин А. Е., Участинов В. Н. Термооптический излучатель звука в двухфазной среде // Акуст. журн.— 1984.— Т. 30, вып. 3.
8. Crawford G. B., Farmer D. M. On spatial distribution of ocean bubbles // J. Geophys. Res. C.— 1987.— V. 92, N C8.
9. Vagle S., Farmer D. M. The measurement of bubble size distribution by acoustical backscattering: Rept/Inst. Ocean Sci.— Sydney, 1991.
10. Powell E. A. A survey of scattering, attenuation and size spectra studies of bubble layers and plumes beneath the air-sea interface.— Wash., 1991.— (Memo/Naval Res. Lab.; rept 6823).
11. Medwin H., Breitz N. Ambient and transient bubble spectral densities in quiescent seas and under spilling breaks // J. Geophys. Res. C.— 1989.— V. 94, N C9.
12. Johnson B. D., Cook R. C. Bubble population and spectra in coastal waters: a photographic approach // J. Geophys. Res.— 1979.— V. 84, N C7.
13. Ling S. C., Pao H. P. Study of micro-bubble in the North sea // Sea surface sound/Ed. by B. R. Kerman.— Dordrecht: Klumer, 1988.
14. Su Y., Ling S. C., Cartwill J. Optical microbubble measurements in the North sea // Ibid.
15. Skelton E. A., Fitzgerald W. J. An invariant imbedding approach to the scattering of sound from a two-phase fluid // J. Acoust. Soc. Amer.— 1988.— V. 84, N 2.
16. Hall M. L. A comprehensive model of wind-generated bubbles in the ocean and predictions of the effects on sound propagation at frequencies up to 40 kHz // J. Acoust. Soc. Amer.— 1989.— V. 86, N 3.
17. Farmer D. M., Vagle S. Waveguide propagation of ambient sound in the ocean surface bubble layer // J. Acoust. Soc. Amer.— 1989.— V. 86, N 5.
18. Лямшев Л. М. Оптико-акустические источники звука // УФН.— 1981.— Т. 135, вып. 4.
19. Корнеев В. В., Сенцов Ю. И. Моделирование испарительного режима воздействия излучения на жидкость распределенной поверхностной силой // Акуст. журн.— 1987.— Т. 33, вып. 4.

20. Дудина Т. А., Егерев С. В., Лямшев Л. М., Наугольных К. А. К нелинейной теории теплового механизма генерации звука лазерным излучением // Акуст. журн.— 1979.— Т. 25, вып. 4.
21. Божко А. И., Бункин Ф. В., Коломенский Ал. А. и др. Лазерное возбуждение мощного звука // Тр. ФИАН. Исследования по гидродинамике.— 1984.— Т. 156.
22. Sigrist M. W. Laser generation of acoustic wave in liquids and gases // J. Appl. Phys.— 1986.— V. 60, N 7.
23. Вайнштейн Л. А. Распространение импульсов // УФН.— 1976.— Т. 118, вып. 2.
24. Элайсез М., Гарсиа-Молинер Ф. Распространение волновых пакетов // Физическая акустика/Под ред. У. Мэзона: Пер. с англ./Под ред. Л. Д. Розенберга.— М.: Мир, 1973.— Т. 5.
25. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика.— М.: Наука, 1988.
26. Кедринский В. К. Распространение возмущений в жидкости, содержащей пузырьки газа // ПМТФ.— 1968.— № 5.
27. Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Шрейбер И. Р. Распространение волн в газо- и парожидкостных средах.— Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1983.

г. Владивосток

Поступила 12/111 1992 г.,
в окончательном варианте — 11/XI 1992 г.

УДК 532.51

Ю. Я. Трифонов

ВЛИЯНИЕ ВОЛН КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ НА ИСПАРЕНИЕ СТЕКАЮЩЕЙ ПО ВЕРТИКАЛЬНОЙ СТЕНКЕ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ

Введение. Широко известно, что испаряющаяся пленка жидкости обеспечивает очень эффективное охлаждение нагретых твердых поверхностей ввиду малости ее толщины и близости температуры свободной поверхности к температуре насыщения. Благодаря этому она находит широкое применение в различных технических устройствах, и исследование явлений и процессов, существенно влияющих на поперечный градиент температуры в такой пленке, является актуальной задачей.

Стекание изотермической пленки жидкости по вертикальной плоскости с гладкой свободной поверхностью неустойчиво при всех числах Рейнольдса [1]. Рост длинноволновых возмущений ограничивается нелинейными эффектами, и в результате формируются волновые режимы конечной амплитуды. Расчет таких режимов на основе полной системы уравнений Навье — Стокса все еще остается очень трудной задачей. В настоящее время известны два различных подхода, использующих малый параметр длинноволности, которые ведут к упрощению исходных уравнений. Первый подход предлагается в [2] и приводит к единственному эволюционному уравнению на возмущения свободной поверхности. При его выводе все величины, входящие в исходные уравнения Навье — Стокса и граничные условия, кроме толщины пленки, разлагались в ряды по малому параметру длинноволности ϵ , и в каждом из его порядков решалась линейная задача. Затем после подстановки в кинематическое условие получалось эволюционное уравнение. Данный подход ограничен малыми амплитудами возмущений и соответственно малыми числами Рейнольдса ($Re < 1$). Второй подход [3] использует осреднение уравнений движения поперек слоя. Полученные на его основе результаты [4—6] демонстрируют полное количественное согласие со всеми известными экспериментальными данными в широком диапазоне чисел Рейнольдса.

Устойчивость безволнового стекания по вертикальной плоскости испаряющейся и конденсирующейся пленок была исследована в [7—10]. Испарение

© Ю. Я. Трифонов, 1993